

## 小特集

磁場閉じ込め装置での粒子補給システムの現状と課題

### 3. ペレット入射

坂 本 隆 一  
(核融合科学研究所)

#### Pellet Injection

SAKAMOTO Ryuichi

*National Institute for Fusion Science, Toki 509-5292, Japan*

(Received 15 December 2000)

#### Abstract

Pellet injection is a high efficiency fueling method for fusion plasmas since it can refuel the core plasma directly. Degradation of pellet-refueling efficiency has been revealed in high performance tokamak plasmas, but recent studies have indicated that this degradation is avoided by pellet injection from the magnetic High Field Side (HFS). Recent experiment regarding pellet fueling and related pellet injection technology are reviewed.

#### Keywords:

pellet injection, High-Field-Side injection, extruder, pipe-gun, centrifuge, neutral gas shielding model

#### 3.1 はじめに

磁場閉じ込め装置において、プラズマへの燃料供給手段として必須かつ最も典型的に使用されているのはガスパフ法である。ガスパフ法では中性水素ガスを容器内へ注入する方法で、これまでの磁場閉じ込め装置において燃料供給手段としての役目を果たしてきた。しかしながら、大型装置における高温プラズマでは中性ガスの電離がプラズマ最表面で起こるためにガスパフではコアプラズマへの効率的な燃料供給が困難となる。ガスパフに代わるコアプラズマへの燃料供給手段としてペレット入射法がある。ペレット入射法は固体水素の粒（ペレット）を1,000 m/s程度の高速でプラズマ中へ入射する粒子供給方法で、水素をコアプラズマへ直接供給できることから、核融合プラズマ（大型、高温、高密度）への高効率な燃料供給手段として研究されてきた。特にD-T炉を考えた場合、プラズマ中ヘトリチウムを直接供給するこ

とによって対向壁へのトリチウムの蓄積を少なくできることが期待される。ペレット入射実験やプラズマ中におけるペレットの溶発に関する研究は1970年代から行われてきており[1,2]、トカマク型磁場閉じ込め装置におけるこれまでの研究でペレット入射は燃料供給のみならず、ほとんどの装置において閉じ込め改善にも寄与していることが示されている[3]。また、近年トーラスの高磁場側からペレット入射することにより燃料効率が大幅に改善されることが実験的に明らかになってきている[4,5]。本稿では高磁場側ペレット入射実験とペレット射出装置の現状と課題について概説する。

#### 3.2 ペレット入射実験

1970年代後半にORMAK (Oak Ridge Tokamak) で行われたペレット入射実験[1]以降、多くのトカマクやステラレータ等のプラズマ装置においてペレット入射実験

author's e-mail: sakamoto@LHD.nifs.ac.jp

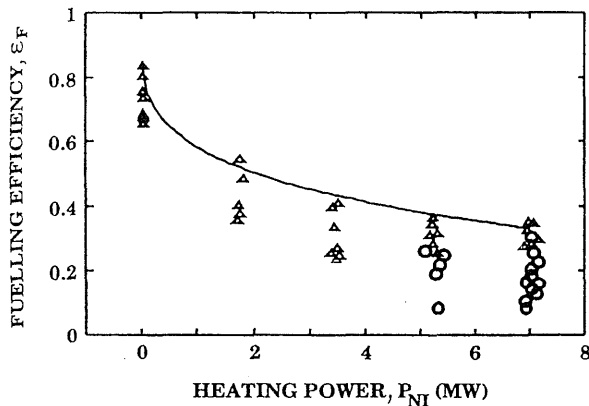


Fig. 1 Pellet fueling efficiency versus applied additional heating power; ( $\epsilon_F$  is calculated by assuming nominal pellet masses. Triangles: pellet injection during L mode phases or into ohmic plasmas; circles: H mode target plasmas; solid line: limiting curve of maximum fueling efficiency, representing  $\epsilon_F(P_{NI})$  obtained for ideal conditions (e.g. nominal pellet mass) [6].

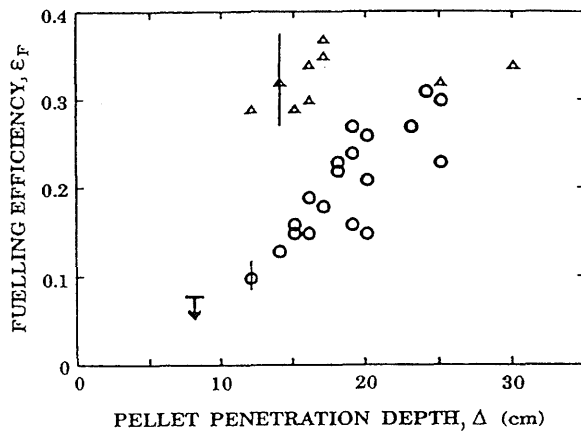


Fig. 2 Fueling efficiency (calculated by assuming  $m_p = 0.85$  (nominal pellet mass, estimated error from pellet mass uncertainty indicated by error bars) achieved for a discharge with  $P_{NI} = 5 - 7.5$  MW and  $I_p = 0.8 - 1.05$  MA, plotted versus the pellet penetration depth into the plasma. Circles: pellets injected during H mode phases; triangles: L mode conditions [6].

が行われ、ペレット入射により燃料供給効率の向上、グリーンワルド (Greenwald) 密度限界を超える高密度運転の達成、プラズマ閉じ込め特性の改善等が示され、ペレット入射による粒子供給の有用性が報告されている。しかしながら加熱入力の増大に伴い燃料効率が減少する現象が中・大型トカマクの実験で明らかになってきた。Fig. 1 は ASDEX Upgrade における NBI 加熱入力と燃料効率の関係を示したグラフである。オーミック加熱時は80%以上あった燃料効率が NBI 加熱入力の増大とともに減少

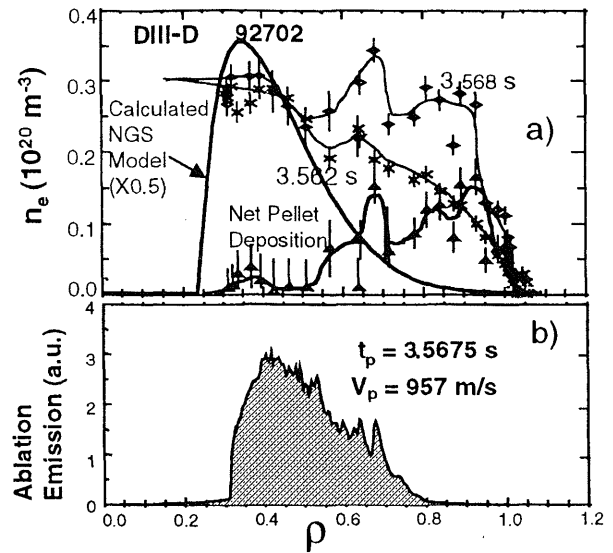


Fig. 3 a) Density profiles before and 70  $\mu$ s after a pellet injected into 4.8 MW NBI L mode plasma on DIII-D. The deposition and calculated deposition are also shown. b) The ablation light emission mapped onto minor radius [5].

し、7 MW では40%以下にまで減少している[6]。また、燃料効率は Fig. 2 に示すようにペレットのプラズマへの侵入長に正の相関があり、燃料効率改善のためには侵入長を深くする必要があることを示唆している。同様な傾向は DIII-D においても見られている[7]。DIII-D ではペレット侵入長とペレット入射による密度分布変化の関係について詳細に調べられている。Fig. 3 は DIII-D におけるペレット入射直前と直後の密度分布変化から求めたペレットのデポジション分布とペレット溶発部からの水素の発光強度 ( $D\alpha$ ) 測定より求められたペレットの侵入長を NGS モデルによるペレット溶発の理論予測と比較したものである。水素発光強度によるとペレットの侵入長は中性ガス遮蔽 (Neutral Gas Shielding: NGS) モデルによる理論予測とほぼ一致するにもかかわらず、デポジション分布は  $\rho = 0.9$  より外側にピークがあり、実効的な侵入長は浅くなっている。このようなペレット溶発位置とデポジション分布の不一致は TFTR および JET[8] でも見られており、高加熱入力プラズマへのペレット入射における共通な現象と考えられ、ペレットは NGS モデルで予測される深さまで侵入しているが、密度分布測定の時間分解能以下の時間スケールで密度が急激に外側へ吹き出されていると考えられる。また、ペレット入射のタイミングでダイバータ部の  $D\alpha$  発光強度や静電プローブ信号がバースト的に増加することが観測されており、これらのことから速いタイムスケールでの粒子の

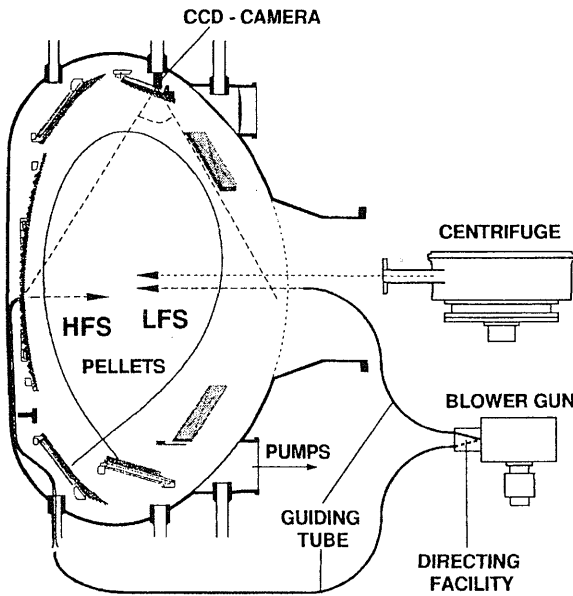


Fig. 4 Cross section of ASDEX Upgrade divertor tokamak. Pellet injection is performed by the centrifuge or via guiding tubes by the blower gun. A CCD camera is installed for pellet observation [4].

吐き出しがあることを示している。ASDEX Upgrade では、トラス外側からペレット入射すると悪い曲率のためにペレット溶発プラズモイドがバルクプラズマへ捕捉される前に吐き出されてしまうことにより生じており、トラス内側からペレットを入射すると良い曲率となり中心へプラズモイドが押され、プラズマ中心への燃料供給が可能となる、という作業仮説をたて、Fig. 4のように真空容器内にガイドパイプを設置し、トラス内側すなわち高磁場側からのペレット入射実験[4]を行った。その結果、高磁場側入射は低磁場側入射に比べて燃料効率が劇的に改善されることが明らかになった。Fig. 5に高磁場側入射および低磁場側入射を行った実験の放電波形を示す。低磁場側ペレット入射シーケンスにおいては  $7 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  以上の線平均電子密度を保つためには追加のガスパフが必要であり、ダイバータにおける中性粒子束が漸増するのに対して、高磁場側ペレット入射シーケンスではペレットによる密度の上昇が顕著であり、燃料効率は低磁場側入射に比して約4倍である。そのため、追加のガスパフがなくても  $7 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  以上の線平均電子密度を保ち、ダイバータにおける中性粒子束も一定である。DIII-Dでも同様に高磁場側からの入射実験を行い、高磁場側入射により燃料効率が改善されることを明らかにした[7, 9]。Fig. 6に高磁場側ペレット入射時の密度分布変化によるデポジション分布、水素の発光強度

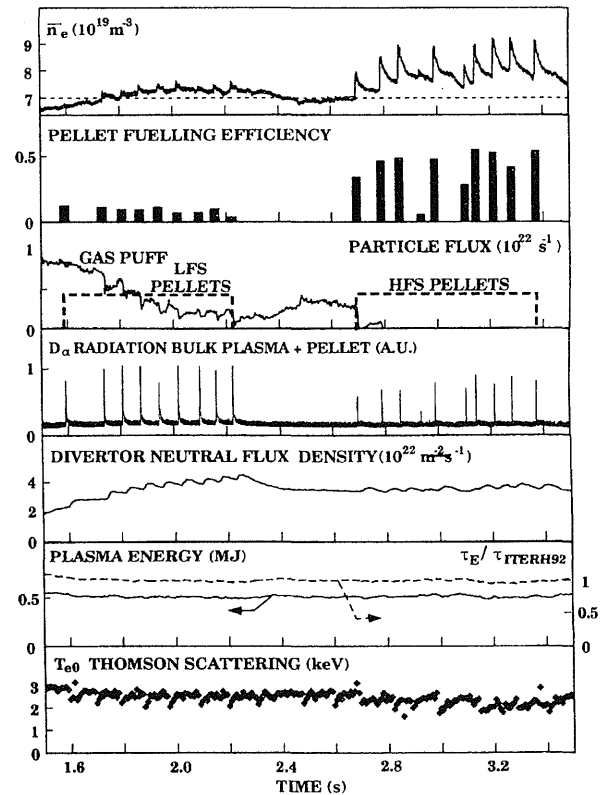


Fig. 5 Temporal evolution of a discharge with LFS and HFS pellet injection applied under identical pellets and plasma starting conditions [4].

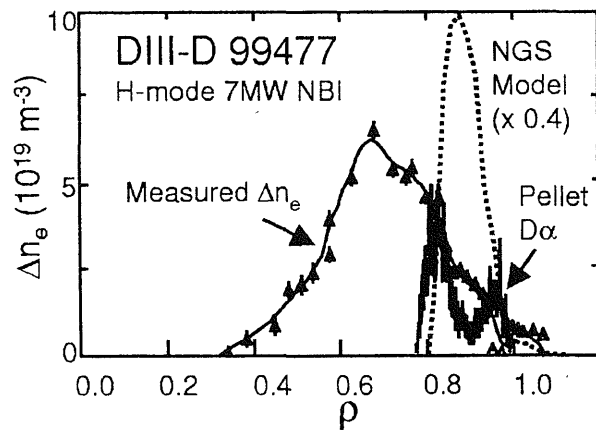


Fig. 6 The net pellet deposition profile measured 0.25 ms after injection of a 2.7 mm pellet injected from the inner wall (HFS45) at 153 m/s overlaid with the measured pellet light emission mapped onto flux surface geometry and calculated deposition profile from the PELLET code NGS model [9].

( $D\alpha$ )によるペレット溶発率、NGSモデルによる溶発率の予測を示す。低磁場側入射と同様に水素発光強度によ

るペレットの侵入長はNGSモデルによる理論予測とはほぼ一致する。しかしながら、密度分布変化によるデポジションは低磁場側ペレット入射とは反対にプラズマ中心方向へ侵入しており、実効的な侵入長が深くなっている。ペレット入射後の密度分布はペレット溶発後250  $\mu$ s後に測定しており、拡散による粒子の輸送では説明できない短いタイムスケールで密度再分配が行われていることが示されている。

以上のように、ペレット溶発後、短いタイムスケールでのペレット質量の大半半径外側への移動が起こり、低磁場側入射ではペレット質量の吐き出し、高磁場側入射では燃料効率の増大に寄与している。このような現象のメカニズムはまだよくは理解されていないが、 $E \times B$  ドリフトに起因するものと考えられている[10, 11]。すなわち、ペレットが溶発して生成したプラズモイドが、湾曲ドリフトおよび $\nabla B$  ドリフトにより局所的に荷電分離して生じた電場とトロイダル磁場との $E \times B$  ドリフトによって大半半径外側へ吐き出されるというものである。このときペレット溶発プラズモイドの磁気圧を $p$ 、プラズモイドの質量密度を $\rho$ 、大半半径を $R$ とすると、 $E \times B$  ドリフト速度は $v_{\perp}$ 下式で表され、

$$\frac{dv_{\perp}}{dt} = \frac{2p}{\rho R}$$

プラズモイドは数百  $\mu$ sでペレットの入射速度を超える速度に達すると予測される。このことはDIII-Dで250  $\mu$ s以内に密度再分配が起きているということと矛盾しない。

### 3.3 ペレット入射装置

ペレット入射装置はこれまでいくつかの方式のものが作られてきたが、現在使われている主な方式を分類すると、ペレット加速方法としてはニューマチック方式、遠心加速方式[12, 13]、パンチ方式に分けられる。ニューマチック方式は高圧のヘリウムガスや水素ガスを用いて吹き矢のようにペレットを加速する方法である。容易に高速のペレットを安定して射出できるが、加速用のガスがプラズマ真空容器へ流入することを防ぐために大きな差動排気システムを必要とする。パンチ方式は高圧ガスの代わりに機械的にペレットを弾き飛ばす方式であり最近の高磁場側入射で必要となる低速加速のために開発された。ニューマチック方式との組み合わせにより低速から高速までのペレットを射出できるようになる。遠心加速方式は回転体の遠心力を利用してペレットを加速する方

式であり、高繰り返しの連続射出に向いている。また、加速ガスを使わないために連続射出時においても排気システムが小さくてすむ利点とペレットの射出制御が難しい欠点がある。以上は現在主に用いられているペレット加速方法であるが、これらの加速方法では2 km/sを超えるような高速入射は不可能である。ペレットの溶発率はプラズマの電子温度に最も強く依存しており、プラズマ温度が高くなるとペレットの進入長が浅くなるために将来の核融合炉においてはペレットでもコアプラズマへの燃料供給が困難になることが予想されることから、ペレットの入射速度を速くする検討がペレット研究の初期からなされてきた。ペレットを高速化する方法としては(1)断熱圧縮(二段加速)やアーク放電にて加速ガスを高温にしてペレットを加速する方法、(2)電磁力を用いる方法、(3)電子ビームによってペレットを加熱し、溶発に伴うガス噴出の反動を用いる方法などがあり、ペレットの高速化に成功[14]しているが、信頼ある再現性に課題があり、技術的ハードルが高い割には侵入長や燃料供給効率に大きな改善は得られていない。このようなことから、ペレットの高速化は重要な課題ではあるが、現時点ではペレット溶発の物理機構を理解することにより、既述の高磁場側入射のように、実効的な燃料効率を上げることが合理的であると考えられる。

ペレット生成法としてはその場生成パイプガン方式[15]と押し出し方式(Extruder方式)[16]が主に利用されている。その場生成パイプガン方式はFig. 7[14]に示す

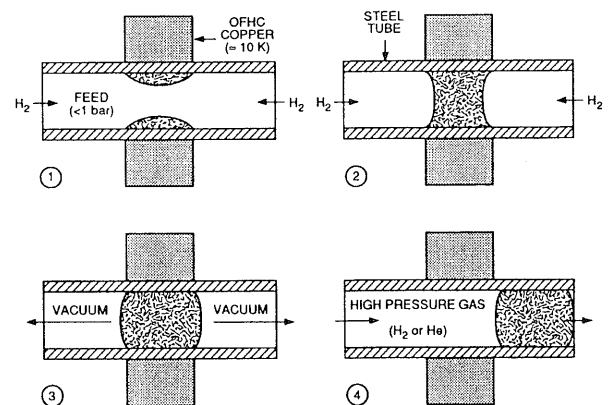


Fig. 7 Principles of operation for a "pipe-gun" pellet injector: ① introduction of room-temperature gas initiates the solidification process, ② freezing process continues, filling in the center of the pellet within a few minutes, ③ residual gas is pumped away after sufficient freezing time, and ④ high-pressure gas is admitted at the breech to accelerate the frozen pellet in the tube [14].

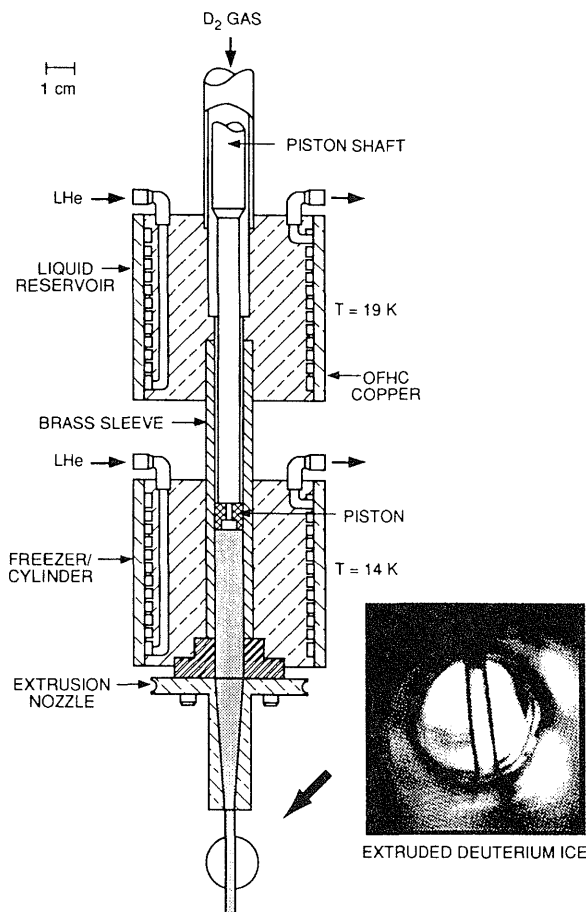


Fig. 8 Cryogenic hydrogen extruder for providing continuous stream of ice to the acceleration stage of long-pulse pellet injectors. This design was developed at ORNL. Operation with deuterium is shown, including a photograph of extruded deuterium ice as viewed below the nozzle [14].

ようにパイプ（バレル）の一部のみを冷却し、そこに水素ガスを流入もしくは充満させることによって冷却部に固体水素を生成する方法である。この方法は単純かつ、低温部分に可動部がないために信頼性が高く、これまで多くのプラズマ実験装置で使われてきている。大型ヘリカル装置で現在用いられているペレット入射装置はこの方式を採用しており[17]、1999(平成11)年度の実験で1,500回以上の射出で成功率99.6%を達成している。一方、この方式ではパイプの内径および冷却長でペレットの大きさが固定されており、また同時に一発のペレットしか生成できないため、連続射出を行うためには複数のバレルが必要となる。

一方、押し出し方式はFig. 8[14]に示すようにあらかじめシリンダ内に多量の固体水素を生成し、ピストンで圧縮することによってノズルから棒状の固体水素を押し

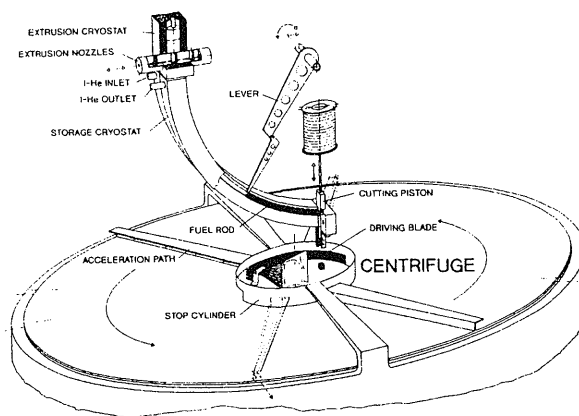


Fig. 9 Schematic drawing of the extrusion and storage cryostats mounted on the pellet centrifuge injector. For the sake of clarity, the extrusion nozzle unit has been rotated 90° in the drawing [19].

出し、それを切り出すことによりペレットを生成するものである。この方式では1バレルでシリンダ内の固体水素量分のペレットを連続生成することができる。押し出し方式を採用しているペレット入射装置の例を以下に示す。現在DIII-Dで用いているORNL製のペレット入射装置[18]は押し出し方式のペレット生成方法とニューマチック／パンチ方式の加速方法を組み合わせた3つのバレル（1.8 mm, 2.7 mm, 4.0 mm）を有しており、各バレル独立に最高10 Hzで150発（1.8 mmの場合）の連続射出ができる。ASDEX Upgradeで使用されているペレット入射装置Fig. 9[19]は押し出し方式のペレット生成方法と遠心加速法を組み合わせることにより、40–300 Hzで100発程度の連続射出が可能である。現在のプラズマ実験の放電時間に対してはこれらのペレット入射装置は十分な性能を有しているといえるが、将来の核融合炉を考えた場合、ガスバフに代わる燃料供給手段として稼働するためには無制限に連続射出できる装置が必須である。最近ではピストンの代わりにスクリーを用いて固体水素を生成しながら押し出すことにより無制限に連続射出できる押し出し方式も作られており、その基本性能が確かめられつつある[20]。

高磁場側ペレット入射特有の技術的課題としてはペレットの搬送があげられる。高磁場側入射を行う場合トーラス内側からペレットを入射する必要があるが、装置の設置スペースや入射ポートの制限のためトーラス外側に設置したペレット入射装置から長いガイド管を用いてペレットを入射する必要がある。そのためには、ガイド管に数ヶ所の屈曲部が必要であり、ペレットがガイド

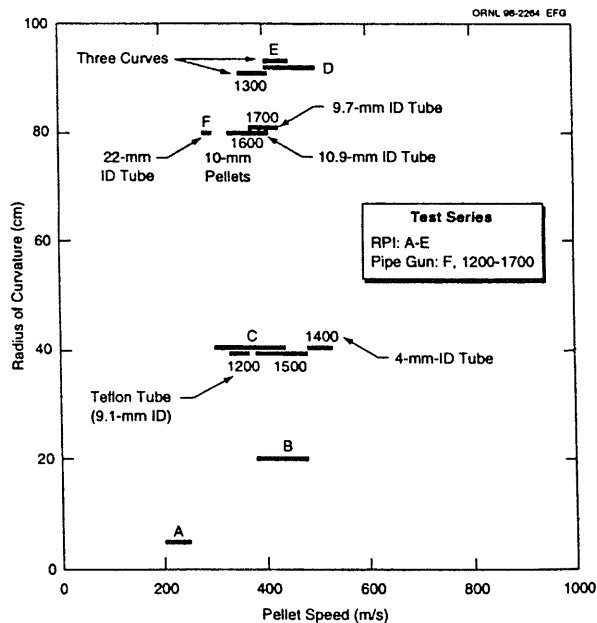


Fig. 10 Test results for D2 pellets shot through curved guide tube (90° sections); speed transition region is identified for each test series (unless marked, pellet size is 2.7 mm, and tube ID is ~8 mm) [21].

管内壁に衝突することによってペレットが壊れてしまう可能性がある。S.K.Combsらはガイド管の屈曲部を通過できるペレット速度に関して実験を行っている[21]。Fig. 10は屈曲部の曲げ半径とペレットが健全に通過できた速度の関係を示したものである。この実験結果から90°曲がったガイドパイプを使った場合、曲げ半径を大きくしても最高で500 m/s程度の速度のペレットしか搬送することができないことを示している。このことは高磁場側入射においても高速のペレットが必要な場合は問題となる可能性がある。

### 3.4 おわりに

これまでのペレット入射実験でペレットによる燃料供給の有用性が示されてきているが、いまだ広い範囲にわ

たってガスパフに代わるガス供給手段として確立されてはいない。このことはガスパフの燃料供給量制御の容易さと、現在のプラズマ装置におけるプラズマが周辺からの中性ガス供給でも問題がないためであるが、核融合炉における核燃焼プラズマを想定した場合、ガスパフによるプラズマ周辺からの燃料供給はHe灰の排気と相容れない。また、燃料供給は最も重要なプラズマ制御手段のひとつであり、燃料である水素をコアプラズマへ効率よく供給できるペレット入射法は最も可能性の高い燃料供給手段であろう。

### 参考文献

- [1] C.A. Foster *et al.*, Nucl. Fusion **17**, 1063 (1977).
- [2] P.B. Parks, *et al.*, Nucl. Fusion **17**, 539 (1977).
- [3] S.L. Milora, Nucl. Fusion **35**, 657 (1995).
- [4] P.T. Lang *et al.*, Phys. Rev. Lett. **79**, 1487 (1997).
- [5] L.R. Baylor *et al.*, Fusion Technol. **34**, 425 (1998).
- [6] P.T. Lang *et al.*, Nucl. Fusion **36**, 1531 (1996).
- [7] L.R. Baylor *et al.*, J. Nucl. Mater. **266-269**, 457 (1999).
- [8] L.R. Baylor *et al.*, Nucl. Fusion **32**, 2177 (1992).
- [9] L.R. Baylor *et al.*, Phys. Plasmas **7**, 1878 (2000).
- [10] V. Rozhansky *et al.*, Plasma Phys. Contr. Fusion **37**, 399 (1995).
- [11] P.B. Parks *et al.*, Phys. Plasma **7**, 1968 (2000).
- [12] S.L. Milora *et al.*, J. Fusion Energy **1**, 15 (1981).
- [13] 平塚 一他：プラズマ・核融合学会誌 **76**, 1189 (2000).
- [14] S.K. Combs, Rev. Sci. Instrum. **64**, 1679 (1993).
- [15] J. Lafferranderi *et al.*, *Fusion Technology 1986: Proceedings of the 14th Symposium*, Avignon, 1986 (Pergamon Press, Oxford, 1986) Vol II, p.1367.
- [16] S.K. Combs *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **56**, 1173 (1985).
- [17] H. Yamada *et al.*, Fusion Eng. Des. **49-50**, 915 (2000).
- [18] S.K. Combs, Rev. Sci. Instrum. **66**, 2736 (1995).
- [19] C. Andelfinger *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **64**, 983 (1993).
- [20] I. Viniar *et al.*, J. Plasma Fusion Res. SERIES, **3**, 470 (2000).
- [21] S.K. Combs *et al.*, Fusion Technol. **34**, 419 (1998).